Доклады Академии Наук СССР
1949. Том LXVII, № 1

ФИЗИКА

И. С. ШАПИРО

КОНВЕРСИЯ γ-КВАНТА НА ЭЛЕКТРОНЕ β-РАСПАДА

(Представлено академиком Д. В. Скобельцыным 5 V 1949)

Рассмотрим β-распад ядра по схеме, изображенной на рис. 1. Всегда, разумеется, есть некоторая вероятность перехода $n_0 \to n$ (Ib), которая может быть больше или меньше вероятности перехода $n_0 \to n'$ (Ia), Для определенности будем считать вероятность перехода по пути Ib исчезающе малой по сравнению с вероятностью переходов типа Ia.

До сих пор речь шла только о переходах, целиком обусловленных взаимодействием нуклонов с полем Ферми (электронно-нейтринное поле).

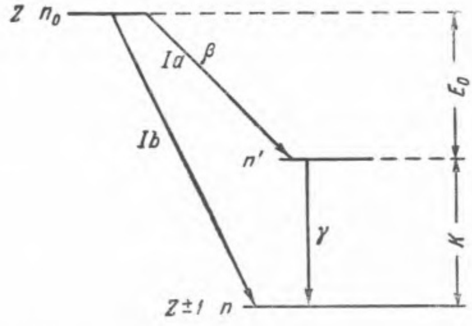

Рис. 1

Можно, однако, указать еще один класс переходов, вызванных как полем Ферми, так и электромагнитным взаимодействием рождающегося электрона с возбужденным ядром.

В результате такого процесса электрон как бы „поглотит γ-квант", ядро окажется в состоянии n, а энергия $E_0 + k$ сосредоточится у электрона и нейтрино.

Возможно также обратное явление: возбуждение ядра электроном „прямого" β-перехода $n_0 \to n$.

Оператор энергии взаимодействия, служащего возмущением для интересующего нас перехода, будет:

$$H' = H_F + H_R, \tag{1}$$

где H_F есть оператор энергии взаимодействия нуклонов с полем Ферми, H_R характеризует электромагнитное взаимодействие электрона с полем излучения ядра.

Вид H_F зависит от варианта теории. Выберем векторный вариант, причем будем считать, что испускаются электрон и антинейтрино.

Тогда:

$$H_F = g\tilde{Q}(\psi^* \varphi). \tag{2}$$

Здесь g — константа Ферми; $\tilde{Q}$ — известный оператор, действующий на координату ρ ($\rho = \pm 1$); ψ и φ — релятивистские волновые функции электрона и нейтрино в состоянии с отрицательной энергией.

Для H_R имеем:

$$H_R = e(\chi - \vec{\alpha}\mathbf{A}), \tag{3}$$

где $\mathbf{A}$ и χ — векторный и скалярный потенциалы поля излучения ядра, $\vec{\alpha}$ — матричный вектор скорости Дирака.

Из вида H' ясно, что процесс может итти только через промежуточные состояния. Первым переходом, очевидно, является акт рождения электрона и антинейтрино, т. е. β-распад. Соответственно этому в первом промежуточном состоянии присутствуют электрон с энергией E', антинейтрино с энергией E_ν и возбужденное ядро на уровне n'.

Заметим теперь, что после того как переход $n_0 \to n'$ совершен, мы, фактически, приходим к обычной конверсионной задаче: имеется электрон в состоянии ψ и возбужденное ядро; требуется найти матричный элемент перехода, при котором энергия возбуждения поглощается электроном, а ядро, разрядившись, остается в состоянии n.

Если использовать хорошо известную схему, применяемую при решении конверсионных проблем (см., например, ([1])), то рассматриваемый эффект может быть описан как процесс, идущий через одно промежуточное состояние, причем в обоих переходах возможно сохранение энергии. Мы, таким образом, имеем дело с процессом типа резонансной флуоресценции.

Последовательно решая соответствующие уравнения для амплитуд вероятностей и произведя интегрирование по энергиям промежуточного состояния, находим:

$$w = 2\pi \sum_{s_e} \sum_{s_\nu} \left| \int_{\Omega_{\mathbf{p}'}} \sum_{s'} H_{n_0 n'} H_{n' n}\, \rho(E') d\,\Omega_{\mathbf{p}'} \right|^2 \rho_e \rho_\nu\, d\Omega_{\mathbf{p}}\, d\Omega_{\mathbf{p}_\nu}\, dE. \tag{4}$$

w есть дифференциальная вероятность интересующего нас эффекта в единицу времени; E, E_ν, $\mathbf{p}$, $\mathbf{p}_\nu$ — энергия и импульсы электрона и антинейтрино в конечном состоянии; E' ($E' = E - k$) — энергия и $\mathbf{p}'$ — импульс электрона в промежуточном состоянии; $H_{n_0 n'}$, $H_{n'n}$ — матричные элементы переходов $n_0 \to n'$, $n' \to n$; ρ — плотности состояний; $d\Omega$ — элементы телесных углов в пространстве импульсов.

В (4) произведено суммирование по спинам электрона в промежуточном состоянии, по спинам электрона и антинейтрино в конечном состоянии и усреднение по всем ядрам. Используются атомные единицы ($\hbar = m = c = 1$).

Воспользовавшись выражением для потенциалов поля мультиполя ([2]), получаем для случая электрического квадрупольного излучения:

$$K = \frac{W}{w_\beta} = \frac{\alpha}{4\pi^2}\, w_\gamma\, \frac{p p_\nu E E_\nu E'^2\, dE}{k^3 I_\beta} \left\{ \frac{5}{4p^4} \left(\frac{k^2}{2p'p} L - EE' + 1 \right)^2 + \right.$$

$$+\frac{1}{4p^4}\left(EE'+1-\frac{p'^2+p^2}{2pp'}L\right)^2+\frac{E'}{pE}\left(\frac{Ek}{2pp'}L+1\right)\left(EE'+1-\frac{p'^2+p^2}{2pp'}L\right)+$$

$$+\left(\frac{Ek}{2pp'}L+1\right)^2\left(E'^2+1-\frac{2E'}{E}\right)\Bigg\};$$

$$I_\beta=\int_1^{E_0}E'E_\nu p'p_\nu\,dE';\qquad L=\ln\frac{EE'-1+pp'}{|EE'-1-pp'|};\tag{5}$$

$$p=\sqrt{E^2-1};\quad p'=\sqrt{E'^2-1};\quad E'=E-k;$$

$$k+1\leqslant E\leqslant E_0+k;\quad 0\leqslant E_\nu\leqslant E_0.$$

Здесь w_β есть вероятность β-распада по пути Ia (см. рис. 1) в единицу времени; w_γ — вероятность γ-перехода $n'\xrightarrow{\gamma}n$; α — постоянная тонкой структуры, W получается интегрированием (4) по $d\Omega_p$ и $d\Omega_{p_\nu}$.

Формула (5) выведена в борновском приближении для разрешенных β-переходов $n_0\to n'$, масса антинейтрино положена равной нулю. w_γ может быть вычислено, если известны волновые функции ядра. Благодаря этому нахождение w_γ связано с модельными предположениями. Для оценки порядка величины K можно использовать выражение для w_γ, полученное из модели жидкой капли ([3]). Для $k\sim 1$, $E_0\approx 2$, получаем

$$\int_{k+1}^{E_0+k}K\,dE\approx 10^{-11}.\tag{6}$$

Таким образом, вероятность исследовавшегося эффекта очень мала.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

Поступило
5 V 1949

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] S. M. Dankoff and P. M. Morrisson, Phys. Rev., **55**, 122 (1939).
[2] В. Берестецкий, ЖЭТФ, **17**, 12 (1947). [3] Г. А. Бете, Физика ядра, 1948.